

На рис. 1–3 приведены результаты применения итерационной процедуры для уравнения теплопроводности (первая, восьмая и четырнадцатая итерации для функции  $V_1$  на ячейке  $2\pi \times 2\pi$ ), иллюстрирующие эффективность предлагаемой методики.

#### Литература

1. Бахвалов Н.С., Панасенко Г.П. Осреднение процессов в периодических средах. М.: Наука, 1984.

2. Медведев Г.Н., Моргунов Б.И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1998. № 6. С. 47 (Moscow University Phys. Bull. 1998. No. 6).
3. Моргунов Б.И. Математический анализ физико-механических процессов. М.: Изд-во МГИЭМ, 1995.

Поступила в редакцию  
31.03.99

## РАДИОФИЗИКА

УДК 621.391.81

### ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ПРОГОНКИ ДЛЯ РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ В НЕОДНОРОДНОЙ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ИОНОСФЕРЕ

В. Д. Гусев, Е. Г. Михайлова, Л. И. Приходко

(кафедра физики атмосферы)

Предложены алгоритмы расчета комплексных коэффициентов отражения и нахождения структуры поля в неоднородной среде с высотным профилем эффективной частоты электронных соударений. Используемый метод прогонки позволяет рассматривать случаи как частичного, так и почти полного отражения волн от слоя и найти частотную зависимость коэффициента отражения.

При радиозондировании ионосферы и определении характеристик отраженного радиосигнала необходимо учитывать поглощение волн в ионосфере, которое существенно влияет на интенсивность принимаемых сигналов. Затухание радиоволн в ионосферной плазме связано с потерями, обусловленными соударениями электронов с нейтральными частицами. Эти потери приводят к отличной от нуля проводимости, а диэлектрическая проницаемость плазмы становится комплексной величиной. В реальных условиях ионосферного распространения эффективная частота электронных соударений  $\nu_{\text{eff}}$  зависит от высоты. Об этом свидетельствуют как экспериментальные данные [1, 2], так и расчеты сечений соударений электронов с различными компонентами ионосферы. Полная частота электронных соударений в многокомпонентной плазме равна сумме эффективных частот соударений с различными компонентами ( $N_2$ ,  $O_2$ , He, O, H):  $\nu_{\text{eff}} = \sum_m \nu_m$ . На рис. 1 приведены кривые зависимости  $\nu_{\text{eff}}$  от высоты, построенные на основе табличных данных [3] для моделей дневной и ночной ионосферы. Область высот относится к ионосферному слою E.

Учет высотной зависимости  $\nu_{\text{eff}}(z)$  при нахождении комплексных коэффициентов отражения существенно усложняет решение краевой задачи, описываемой для монохроматических волн уравнением Гельмгольца. Так, для общепринятой модели изотропной плоскостройной ионосферы комплексная диэлектрическая проницаемость принимает вид

$$\varepsilon_k(z) = \varepsilon(z) + i(1 - \varepsilon(z))\nu_{\text{eff}}(z)/\omega, \quad (1)$$

где  $\omega$  — частота радиоволн.

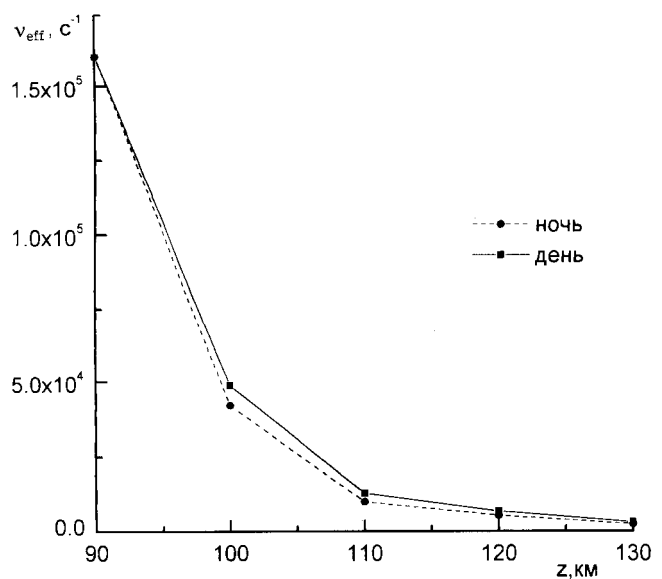


Рис. 1

Для учета дифракционных эффектов и тонких волновых явлений необходимо точное решение уравнения Гельмгольца для функции (1). Однако даже для простейших модельных ионосферных слоев получить аналитическое решение задачи не представляется возможным. Это обуславливает необходимость применения и развития численных методов расчета комплексных коэффициентов отражения и прохождения радиоволн для неоднородных ионосферных слоев. Так, в работах [4–6] разработаны численные алгоритмы, позволяющие рассчитывать отражение и прохождение радиоволн в ионосферных слоях произ-

вольной формы, в том числе в немонотонных слоях, когда при зондировании на частотах, близких к критическим, проявляется надбарьерное отражение или туннельное прохождение.

В настоящей работе предложены алгоритмы вычисления комплексных коэффициентов отражения и нахождения структуры поля в неоднородной среде с высотным профилем эффективной частоты электронных соударений. Используемый метод прогонки позволяет рассматривать случаи как частичного, так и почти полного отражения волн от слоя и найти частотную зависимость коэффициента отражения.

При радиозондировании ионосферы на частотах  $f$  в окрестности критической частоты слоя  $f_c$  профиль диэлектрической проницаемости слоя хорошо аппроксимируется параболой, т.е. при  $0 \leq z \leq 2z_T$  выражение (1) принимает вид

$$\varepsilon_k(z) = 1 - \frac{f_c^2}{f^2} \left( 1 - \frac{(z - z_T)^2}{z_T^2} \right) - i \frac{f_c^2}{f^2} \left( 1 - \frac{(z - z_T)^2}{z_T^2} \right) \frac{\nu_{\text{eff}}(z)}{\omega}, \quad (2)$$

где  $z_T$  — полутолщина слоя,  $f_c = \omega_c/2\pi = \sqrt{e^2 N_{\text{max}}/(\pi m)}$  — критическая частота,  $N_{\text{max}} = N(z_T)$  — электронная концентрация в максимуме слоя,  $e, m$  — заряд и масса электрона.

Для изотропной плоскостной ионосферы и скалярных монохроматических волн комплексная амплитуда поля  $E$  радиоволны при вертикальном зондировании удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + k^2 \varepsilon_k(z, \omega) E = 0. \quad (3)$$

Для расчета комплексного коэффициента отражения и структуры поля в слое (2) разделим пространство на три области: свободное пространство между нижней границей ионосферы и Землей; ионосферный слой, характеризующийся профилями  $\varepsilon(z, f)$  и  $\nu_{\text{eff}}(z)$  ( $0 < z < 2z_T$ ), и свободное пространство за верхней границей ионосферы ( $z > 2z_T$ ).

Пусть на неоднородный слой падает нормально из области  $z < 0$  плоская волна единичной амплитуды. Тогда, используя граничные условия непрерывности поля  $E$  и его производной, найдем связь между полем и его производной на каждой из границ:

$$\frac{dE(0)}{dz} = -ik(2 - E(0)), \quad \frac{dE(L)}{dz} = -ikE(L), \quad (4)$$

где  $L = 2z_T$ . Комплексные коэффициенты отражения  $R$  и прохождения  $T$  выражаются через поле  $E$  на нижней и верхней границах:

$$R = E(0) - 1, \quad T = E(L) e^{\pi(ikL)}. \quad (5)$$

Решение уравнения (3) с граничными условиями (4) проводилось численно методом прогонки. Используемый метод позволяет найти распределение поля  $E$  в неоднородном слое, а из значений поля

на границе по формулам (5) определить комплексные коэффициенты отражения и прохождения.

Поскольку шаг в численном расчете необходимо выбирать так, чтобы он был значительно меньше длины волны зондирующего излучения (в данном случае  $10 \text{ м} < \lambda < 100 \text{ м}$ ), нами использовались различные значения количества интервалов  $n$  разбиения слоя: такие, чтобы каждый раз получался единичный шаг  $h = 1 \text{ м}$ . Для проверки устойчивости полученных решений проводилось увеличение шага  $h$  от 2 до 10 м. Слабые погрешности наблюдаются при  $h = 3 \text{ м}$  и становятся значительными при  $h = 10 \text{ м}$ . Время расчета структуры поля в слое и коэффициентов отражения и прохождения на одной частоте зависит от толщины слоя и шага в численном расчете и составляет от 3 до 5 мин.

Отметим, что используемый метод прогонки при решении краевой задачи обеспечивает эффективность и устойчивость численных решений в случае зондирования как на критической частоте  $f_c$ , так и на частотах меньше и больше критической, т.е. позволяет проводить расчеты как при частичном, так и при почти полном отражении от ионосферных слоев.

На рис. 2 представлены результаты численного расчета структуры поля (модуля  $|E|$ , нормированного на единичную амплитуду падающей волны) в параболическом слое (2) с параболическим профилем  $\nu_{\text{eff}}(z)$  при разных частотах радиозондирования. Полутолщина ионосферного слоя  $E$  составляет  $z_T = 12 \text{ км}$ . Критическая частота равна  $f_c = 3,3 \text{ МГц}$ .

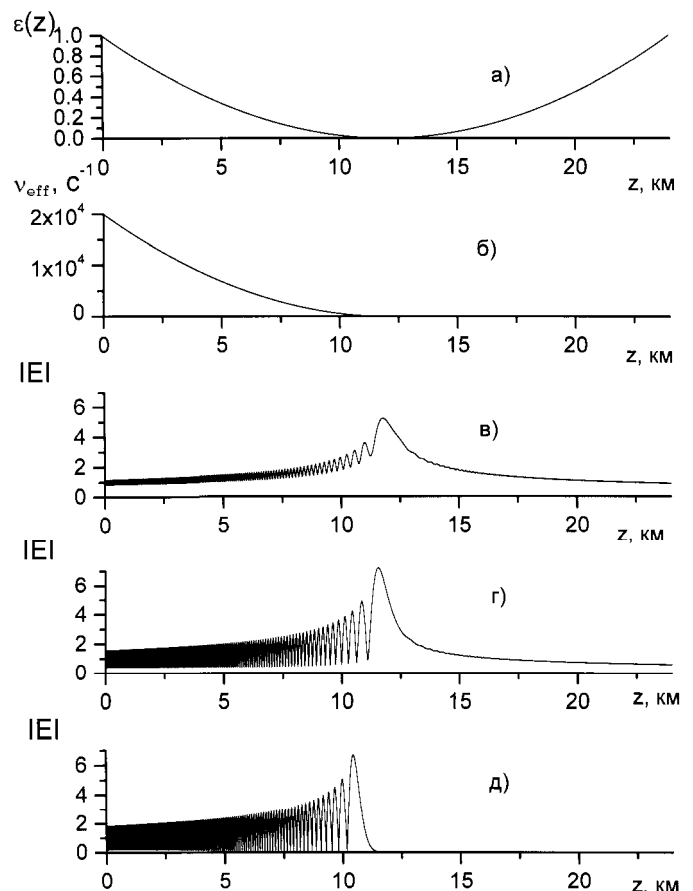


Рис. 2

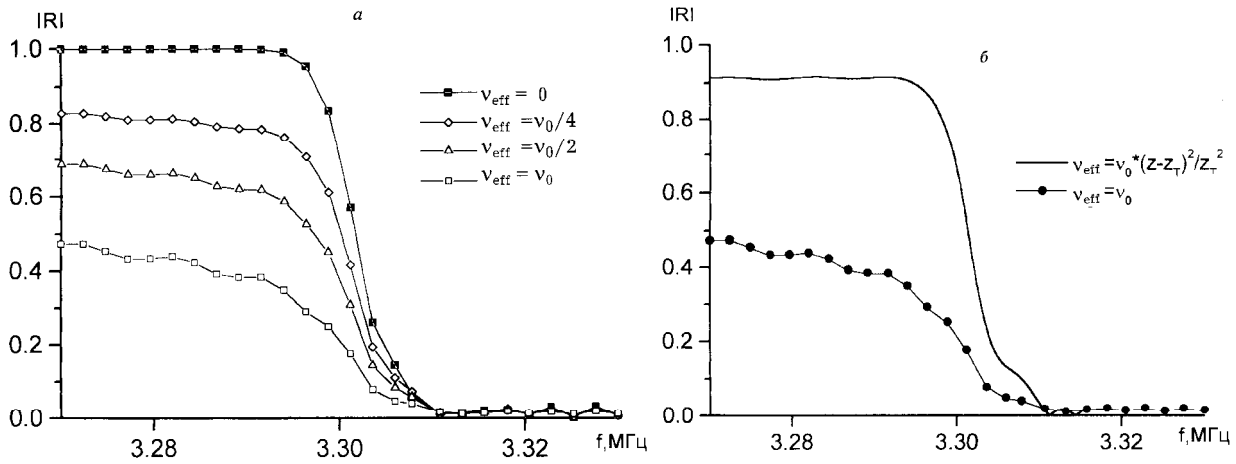


Рис. 3

Кривая *b* соответствует частоте  $f > f_c$ , кривая *г* — частоте  $f_c$ , кривая *д* — частоте  $f < f_c$ . В случае  $f > f_c$  ( $f - f_c = 2$  кГц) коэффициент отражения весьма мал:  $|R| = 0,16$  и имеет место достаточно большое просачивание волны через слой. При  $f = f_c$  коэффициент отражения увеличивается, а осцилляции в области  $0 < z < z_T$  становятся более глубокими. В случае  $f < f_c$  ( $f_c - f = 20$  кГц) структура поля меняется: в области  $0 < z < z_T$  имеет место стоячая волна и коэффициент отражения сильно возрастает:  $|R| = 0,81$ , а при  $z > z_T$  поле практически отсутствует.

На рис. 3, *a* приведены частотные зависимости модуля коэффициента отражения от ионосферного параболического слоя с теми же параметрами, что и на рис. 2, *a*, но с разной частотой электронных соударений  $\nu_{\text{eff}}$ . Характер спадания частотной зависимости  $|R|$  в окрестности  $f_c$  и слабые осцилляции при  $f > f_c$  соответствуют особенностям этих кривых, отмеченным в работе [3], где приведена зависимость  $|R|$  от частоты в толстом слое без поглощения. Поглощение в слое существенно уменьшает коэффициент отражения и сглаживает кривые частотной зависимости.

На рис. 3, *b* приводятся частотные зависимости модуля коэффициента отражения от параболического слоя с параболическим профилем  $\nu_{\text{eff}}(z)$  (верхняя кривая) и постоянным  $\nu_{\text{eff}} = \nu_0$  (нижняя). Значительное уменьшение коэффициента отражения при  $\nu_{\text{eff}} = \nu_0$  свидетельствует о существенном влиянии области отражения на поглощение волн в неоднородном слое.

Таким образом, в работе предложен численный

алгоритм решения краевой задачи для неоднородных поглощающих сред, позволяющий учитывать дифракционные эффекты и тонкие волновые явления. Показано, что использование этого метода в задачах радиозондирования ионосферы позволяет находить комплексные коэффициенты отражения и структуру поля при учете высотных зависимостей  $\epsilon(z)$  и  $\nu_{\text{eff}}(z)$ . Предложенный алгоритм расчета дает возможность рассматривать отражение от слоев с произвольными профилями  $\epsilon(z)$  и  $\nu_{\text{eff}}(z)$  (в том числе немонотонными), поскольку не требует знания фундаментальной системы решений уравнения (3). Решение таких задач важно при интерпретации экспериментальных данных в реальных условиях ионосферного распространения. Полученные частотные зависимости коэффициента отражения могут быть использованы при решении обратных задач восстановления профилей  $\nu_{\text{eff}}(z)$  в неоднородных ионосферных слоях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 98-02-16834).

**Литература**

1. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973.
2. Альперт Я.Л. Распространение радиоволн и ионосфера. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
3. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973.
4. Куницын В.Е., Смородинов В.А., Усачев А.Б. // Радиотехн. и электроника. 1989. 34, №2. С. 233.
5. Журавлев С.В., Куницын В.Е., Усачев А.Б. // Радиотехника. 1992. № 12. С. 49.
6. Куницын В.Е., Усачев А.Б. // Радиотехника. 1991. № 1. С. 8.

Поступила в редакцию  
26.06.98